

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра физики

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

Методические указания
к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

Минск
БНТУ
2012

УДК 535.329 (076.5)

ББК 22.3Я7

И 39

Составители:

*П.Г. Кужир, Е.В. Журавкевич, В.А. Потачиц,
И.А. Климович, С.В. Попко, А.А. Иванов*

Рецензенты:

Г.Н. Блинков, Г.К. Савчук

В методических указаниях изложены основные вопросы по теме «Дисперсия света». Описана методика определения показателя преломления призмы с помощью гониометра.

Цель работы: изучение явления дисперсии и ознакомление с методом измерения углов с помощью гониометра.

Приборы и принадлежности: трехгранная призма, гониометр, ртутная лампа.

Явление дисперсии света. Введение

Дисперсией света называют зависимость показателя преломления вещества n от длины волны λ (частоты ν) света. За меру дисперсии принята величина $dn/d\lambda$ (производную от n по λ называют дисперсией вещества). Как правило, с уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается, при этом дисперсия вещества ($dn/d\lambda$) < 0 . Такая дисперсия называется нормальной (рис. 1).

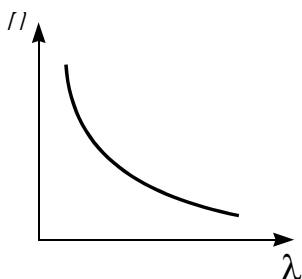


Рис. 1

Если вещество поглощает часть лучей, проходящих сквозь него, то в области поглощения и вблизи неё ход дисперсии испытывает аномалию и ($dn/d\lambda$) > 0 оказывается больше нуля (рис. 2). В этом случае говорят об аномальной дисперсии. Дисперсией света объясняется ряд явлений, в числе которых радуга, разноцветный блеск драгоценных камней, разложение белого света на цвета при прохождении через стеклянную призму и т.д.

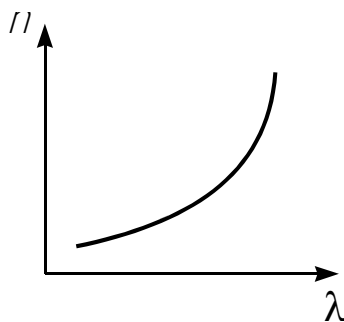


Рис. 2

Для наблюдения и изучения явления дисперсии обычно используют прохождение света через трехгранную призму. Такая призма, изготовленная из различных

прозрачных веществ, служит диспергирующим элементом в спектральных приборах. Как и дифракционная решетка, она разлагает исследуемый свет в спектр по длинам волн, т.е. производит пространственное разделение световых пучков с различными λ .

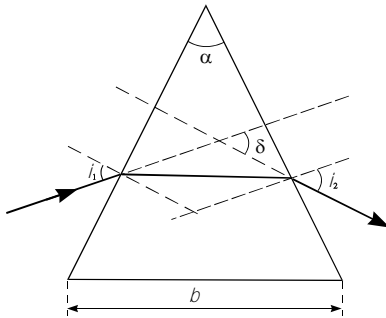


Рис. 3

Для определения зависимости $n = f(\lambda)$ в случае призмы можно использовать метод, основанный на измерении угла наименьшего отклонения. Пусть луч света с длиной волны λ падает под углом i_1 на грань призмы, преломляющий угол которой равен α (рис. 3). В результате преломления на двух гранях вышедший из призмы

луч отклонится на угол δ по отношению к падающему лучу. Угол δ зависит от угла падения i_1 , преломляющего угла призмы α , от показателя преломления вещества призмы n и длины волны λ . Применяя закон преломления, можно показать, что при симметричном прохождении света через призму ($i_1 = i_2$) (см. рис. 3) угол отклонения δ будет минимальным: $\delta = \delta_{min}$. В этом случае показатель преломления вещества призмы определяется формулой

$$n = \frac{\sin[(\alpha + \delta_{min})/2]}{\sin(\alpha/2)} \quad (1)$$

где n и δ_{min} зависят от λ . Таким образом, измеряя для каждой из известных длин волн величину δ_{min} и вычисляя по формуле (1) соответствующее значение n , можно построить график зависимости $n(\lambda)$ и по графику определить $dn/d\lambda$ в заданном диапазоне.

Элементарная теория дисперсии света

Максвелл показал, что свет представляет собой электромагнитную волну. Фазовые скорости распространения такой волны в ве-

ществе v и в вакууме c различны. Соотношение между ними в соответствии с теорией Максвелла определяется соотношением диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей вещества.

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Для немагнитных сред $\mu = 1$. Оптически прозрачными для света среды являются немагнитными. Тогда

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon}.$$

Учитывая, что показатель преломления

$$n = \frac{c}{v}, \text{ получим } n = \sqrt{\epsilon} \quad (2)$$

$$\text{или } n^2 = \epsilon. \quad (3)$$

На первый взгляд кажется, что формулы (2) и (3) противоречат опыту. Так для воды в постоянном электрическом поле и в переменных полях малой частоты $\epsilon = 81$. Тогда, согласно (3), $n = 9$. Однако из опыта известно, что для видимой области спектра $n = 1,33$. Данное «расхождение» связано с тем, что не учитывается явление дисперсии. Действительно, в постоянном электрическом поле и в переменных электрических полях малой частоты происходит сильная ориентационная поляризация полярных молекул, что и обуславливает высокое значение ϵ . Однако в переменных электрических полях высокой частоты, к каким относится и поле световой волны, полярные молекулы уже не успевают ориентироваться и ориентационная поляризация практически не происходит. Это приводит к сильному уменьшению как ϵ так и n .

Известно, что

$$\epsilon = 1 + \alpha, \quad (4)$$

где α – диэлектрическая восприимчивость, определяющая способность среды к поляризации, то есть к приобретению дипольного момента под действием внешнего электрического поля.

Для диэлектриков в первом приближении явление поляризации в электрическом поле высокой частоты можно рассматривать как смещение электронов под действием этого поля на некоторое расстояние χ относительно положения равновесия в направлении против поля. Ядра атомов при этом можно считать неподвижными, поскольку их масса значительно больше массы электрона. Количественной характеристикой эффекта является поляризованность P , которая пропорциональна напряженности электрического поля E .

$$P = \alpha \varepsilon_0 E, \quad (5)$$

где ε_0 – электрическая постоянная. Равенство (3), с учетом (4), принимает вид:

$$n^2 = 1 + \alpha.$$

Выразив из (5) величину α и подставив её в последнее равенство, имеем:

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что экспериментально наблюдаемые различия в значениях показателей преломления для различных веществ и длин волн могут обуславливаться особенностями в поляризации атомов при взаимодействии с электромагнитной волной.

Движение электронов в атоме описывается законами квантовой механики. Однако ещё до её создания Г. Лоренц показал, что для качественного объяснения дисперсии достаточно ограничиться гипотезой о существовании внутри атомов электронов, связанных с атомами квазиупругими силами. Эти силы можно представить в виде

$$F = -k\chi,$$

где χ – смещение электрона от положения равновесия, k – коэффициент пропорциональности.

Если электрон вывести из положения равновесия, то под действием квазиупругой силы он будет совершать гармонические ко-

лебания с частотой ω_0 , где $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ (m – масса электрона) называемой собственной частотой колебаний атомного электрона.

При прохождении электромагнитной волны через вещество электрон в атоме оказывается под действием переменного электрического и магнитного полей. Электрическая сила, действующая на электрон, значительно больше магнитной, так что магнитное поле электромагнитной волны практически не влияет на движение электрона. Напряженность E электрического поля в электромагнитной волне изменяется по закону

$$E = E_0 \cos \omega t, \quad (7)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, ν – частота световой волны.

Поэтому при прохождении через вещество электромагнитной волны на электрон действует сила

$$F_1 = -eE = -eE_0 \cos \omega t.$$

Под действием данной силы электрон совершает вынужденные колебания. Вынужденные колебания совершают только внешние (оптические) электроны, т.к. собственная частота их колебаний ω_0 близка к частоте ω внешнего электрического поля.

Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Пренебрежем для упрощения затуханием колебаний электрона. Затухание происходит по двум причинам. Во-первых, при ускоренном движении электрона излучаются электромагнитные волны. Во-вторых, имеет место диссипация энергии электромагнитного поля, т.е. превращение ее в другие формы (в теплоту) в результате взаимодействия и соударения с другими атомами. Пренебрегая затуханием, на основании второго закона Ньютона имеем

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F + F_1 = -kx - eE_0 \cos \omega t.$$

Разделив на m и учитывая, что $k/m = \omega_0^2$, получим

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (8)$$

Уравнение (8) описывает вынужденные колебания электрона под действием переменного электрического поля световой волны. Решение этого уравнения имеет вид

$$x(t) = -\frac{e E_0 \cos \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Из последнего равенства видно, что вынужденные колебания электронов происходят с частотой ω , равной частоте колебаний напряженности электрического поля световой волны. Величина

$$A(\omega) = \frac{e \cdot E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

имеет размерность длины и представляет собой амплитуду вынужденных колебаний, которая зависит от ω . Как

будет видно из последующего рассмотрения, именно зависимость амплитуды вынужденных колебаний от ω и является причиной дисперсии.

Для одного атома величина электрического дипольного момента, индуцируемого в результате вынужденных колебаний, составляет

$$p(t) = -e \cdot x(t) = -\frac{e^2 E_0 \cos \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

а дипольный момент, индуцируемый в единице объема вещества, содержащего N атомов, будет равен

$$P(t) = N \cdot p(t) = -\frac{N \cdot e^2 E_0 \cos \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (9)$$

Выражение (9) представляет собой поляризованность вещества. Подставляя выражения (9) и (7) в (6), получаем

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (10)$$

Из (10) видно что показатель преломления n зависит от ω . Согласно (10), при частотах электромагнитной волны $\omega \gg \omega_0$ (далеких от резонанса), $n^2 \approx 1$. Зависимость n^2 от ω , соответствующая уравнению (10) показана на рис. 4.

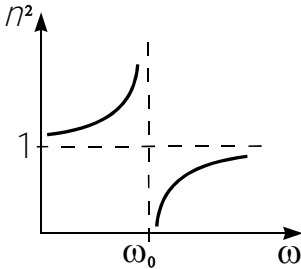


Рис. 4

При стремлении ω к ω_0 слева имеем, что $n^2 \rightarrow \infty$, а при $\omega \rightarrow \omega_0$ справа $n^2 \rightarrow -\infty$. Таким образом, n^2 , как функция ω , терпит разрыв при частоте, равной собственной частоте колебаний электрона в атоме. Подобное поведение функции (10) обусловлено тем, что в уравнении (7), мы пренебрегаем членом, учитывающим затухание

колебаний электрона. В результате при совпадении ω и ω_0 (т.е. резонансе) амплитуда колебаний возрастает безгранично. При учете затухания колебаний электрона амплитуда его вынужденных колебаний при резонансе возрастает до конечного значения, а зависимость n^2 от ω в области частот, близких к резонансной, становится более плавной и разрыв вообще отсутствует (рис. 5). Учитывая, что $\omega = 2\pi c/\lambda$ и

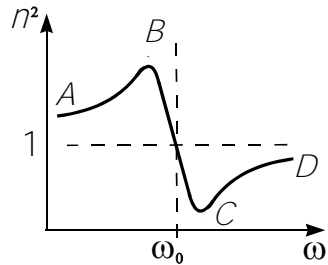


Рис. 5

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{dn}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \frac{dn}{d\omega}$$

находим, что на участках AB и CD (рис. 5), где $\frac{dn}{d\lambda} < 0$, имеет место нормальный закон дисперсии, а участок BC , где $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, относится к области аномальной дисперсии.

При совпадении ω и ω_0 (т.е. при резонансе) резко возрастает амплитуда колебаний электрона. Интенсивно колеблющийся электрон вызывает усиление колебания атома, что приводит к нагреванию вещества. Это является дополнительной причиной затухания колебаний электрона. Таким образом, в области резонанса имеет место явление сильного поглощения, т.е. переход энергии световой волны во внутреннюю энергию вещества.

Ход луча в призме

Рассмотрим ход монохроматического луча сквозь трехгранную призму, когда падающий луч лежит в плоскости, перпендикулярной к граням призмы. Если показатель преломления среды, окружающей призму, меньше показателя преломления стекла, из которого изготовлена призма, то луч, выходя из призмы, отклонится в сторону, противоположную преломляющему ребру призмы (рис. 3).

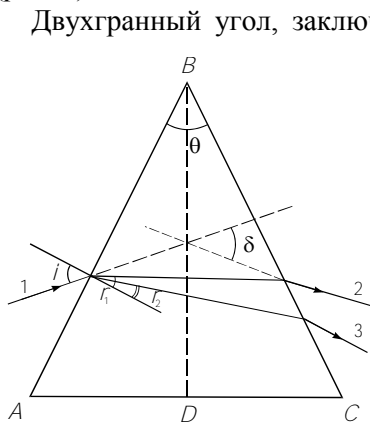


Рис. 4

Двухгранный угол, заключенный между двумя боковыми гранями призмы, на которых луч преломляется, называется **преломляющим углом**, а ребро этого угла – **преломляющим ребром** призмы. От положения призмы относительно направления падающего луча зависит, какой ее угол оказывается преломляющим. Так, для луча 2 на рис. 6 преломляющим будет угол θ .

Угол между продолжениями падающего и выходящего лучей (δ) называется углом отклонения

луча призмой (рис. 6). Его величина зависит при заданном угле падения луча на первую грань AB от величины преломляющего

угла призмы θ и от показателя преломления n материала, из которого изготовлена призма.

При заданном угле i и показателе преломления n угол δ зависит от угла падения луча на первую преломляющую грань. Если преломленный луч проходит внутри призмы **перпендикулярно** биссектрисе BD преломляющего угла θ , то угол δ будет иметь наименьшее значение (угол наименьшего отклонения). В этом случае луч проходит через призму симметрично биссектрисе преломляющего угла.

Теперь рассмотрим прохождение **белого** луча через призму. Белый луч состоит из множества монохроматических лучей, каждому из которых соответствует определенная величина показателя преломления (рис. 6). Вследствие этого при преломлении на поверхности призмы происходит разложение белого луча (1) на составляющие монохроматические лучи. Изображение светящейся щели коллиматора принимает тогда вид спектра. Больше других из видимых лучей преломляется фиолетовый (3), меньше – красный (2). Наблюдается нормальная дисперсия.

Вывод рабочей формулы

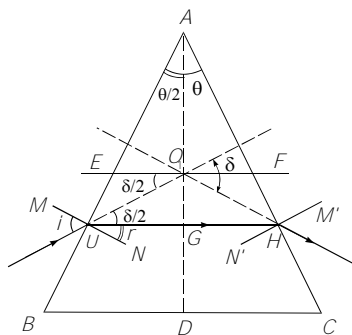


Рис. 5

Найдем соотношение между показателем преломления призмы n , преломляющим углом θ и углом наименьшего отклонения δ . Пусть на рис. 7 i – угол падения, r – угол преломления луча на гранях AB и AC ; MN и $M'N'$ – нормали к этим граням в точках падения и выхода луча; O_1 – точка пересечения продолжений падающего и выходящего лучей; EF – перпендикуляр к биссектрисе AD преломляющего угла θ . Очевидно, EF вследствие

симметрии будет биссектрисой угла наименьшего отклонения δ .
 Вследствие перпендикулярности сторон ($MN \perp AB$ и $GU \perp AD$)
 $\angle NUG = \angle BAD$, т.е.

$$r = \frac{\theta}{2}. \quad (11)$$

Из чертежа видно также, что

$$i = r + \frac{\delta}{2}. \quad (12)$$

Подставляя в (12) выражение (11), получаем

$$i = \frac{\theta + \delta}{2}. \quad (13)$$

Тогда

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin \frac{\theta + \delta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}}. \quad (14)$$

Преломляющий угол призмы задается. Угол наименьшего отклонения измеряется с помощью гониометра.

Измерение угла наименьшего отклонения луча с помощью гониометра

На рис. 8, *a* и 8, *б* схематически показана используемая установка. Здесь К – коллиматор гониометра, Т – зрительная труба, С – столик гониометра с установленной на нем призмой.

Измерение угла наименьшего отклонения производится следующим образом. Призму ставят на столик преломляющим углом слева (рис. 8, *a*) от оси коллиматора так, чтобы биссектриса преломляющего угла призмы была приблизительно перпендикулярна оси коллиматора. Поворачивают зрительную трубу в сторону, противоположную преломляющему углу, т.е. вправо до тех пор, пока в

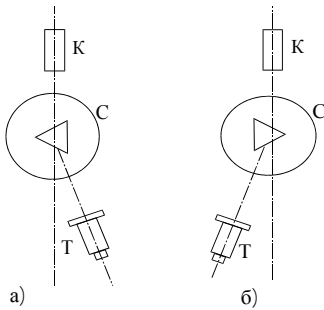


Рис. 8

поле зрения трубы не появится избранная для наблюдения спектральная линия, и устанавливают на нее отсчетное перекрытие. После этого поворачивают столик вместе с призмой и следят за перемещением линии спектра. При этом можно убедиться, что существует предел движению спектральной линии влево – при вращении столика линия, достигнув

этого предельного положения, останавливается и начинает двигаться вправо, хотя направление поворота столика остается прежним. Это предельное положение и соответствует углу наименьшего отклонения. В этом положении отсчетное перекрестие трубы Т снова совмещают с изображением линии и производят измерение угла φ_1 . Затем устанавливают призму на столике так, чтобы преломляющий угол был расположен справа от оси коллиматора (рис. 8, б) и, как и в первом случае, найдя угол наименьшего отклонения для той же линии спектра, производят отсчет φ_2 .

Уточненное значение угла наименьшего отклонения δ будет равно

$$\delta = \frac{|\varphi_1 - \varphi_2|}{2}. \quad (15)$$

Используя полученное значение δ (формула (15)), по формуле (14) определяют показатель преломления n для данной спектральной линии, длина волны которой известна.

Таким же методом определяют n_i для других линий λ_i и строят график зависимости $n(\lambda)$.

Контрольные вопросы

1. Укажите связь между показателем преломления и скоростью света в среде.
2. Какова зависимость показателя преломления от диэлектрической и магнитной проницаемости среды?
3. Что такое дисперсия света, нормальная и аномальная дисперсия света?
4. В чем сущность электронной теории дисперсии света?
5. Нарисуйте и поясните зависимость $n^2(\omega)$.
6. Объясните явление аномальной дисперсии света с точки зрения электронной теории.
7. Изобразите ход монохроматического и белого лучей через призму.
8. Что такое преломляющий угол призмы, угол наименьшего отклонения?
9. Объясните метод исследования нормальной дисперсии света с помощью призмы.

Л и т е р а т у р а

1. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 5 кн. / И.В. Савельев. – М.: Астрель, АСТ, 2003. – Кн. 3.
2. Наркевич, И.И. Физика / И.И. Наркевич, Э.И. Волмянский, С.И. Лобко. – Минск: Новое знание, 2004.
3. Сивухин, Д.В. Общий курс физики: в 3 т. / Д.В. Сивухин. – М.: Наука, 2005. – Т. 3.

Учебное издание

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

Методические указания
к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

С о с т а в и т е л и :

КУЖИР Павел Григорьевич
ЖУРАВКЕВИЧ Евгений Владимирович
ПОТАЧИЦ Владимир Александрович и др.

Технический редактор О.В. Песенько
Компьютерная верстка Е.Л. Федорова, Е.К. Соловьева

Подписано в печать 16.12.2011.

Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.

Отпечатано на ризографе. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 0,68. Тираж 100. Заказ 998.

Издатель и полиграфическое исполнение:

Белорусский национальный технический университет.

ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009.

Проспект Независимости, 65. 220013, Минск.